

Approved For Release STAT
2009/08/31 :
CIA-RDP88-00904R000100130

Dec

Approved For Release
2009/08/31 :
CIA-RDP88-00904R000100130



Вторая Международная конференция
Организации Объединенных Наций
по применению атомной энергии
в мирных целях

A/CONF/15/P/2299

USSR

ORIGINAL: RUSSIAN

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Г.Н.Флеров

Ядерные реакции, вызываемые ускоренными ионами тяжелее гелия, лишь в недавнее время сделались предметом экспериментальных исследований. Это обусловлено, в основном, техническими трудностями, связанными с получением интенсивных потоков достаточно энергичных тяжелых частиц.

Первая попытка ускорения тяжелых ионов принадлежит Альваресу (I), которому в 1940 г. удалось, используя 37-дюймовый циклотрон, осуществить ускорение ионов углерода до энергии 50 Мэв. Интенсивность потока ионов углерода в его опытах составляла всего около 10 частиц в секунду, тогда как интенсивности пучков p , d и α -частиц, ускорившихся на циклотронах в то время, достигали 10^{13} - 10^{14} частиц в секунду. Естественно, что проведение физических экспериментов с такими малыми потоками тяжелых частиц не представлялось возможным.

В дальнейшем интенсивности пучков тяжелых ионов, ускоряемых на циклотронах, непрерывно повышались, что открыло возможности для применения ускоренных тяжелых частиц в различных физических экспериментах.

До последнего времени для получения многозарядных ионов во многих лабораториях использовался так называемый метод "обдирки". Механизм этого метода сводится к тому, что 2- или 3-зарядные ионы, получаемые с помощью обычных ионных источников, ускоряются на кратной частоте циклотрона. В процессе ускорения эти ионы, сталкиваясь с атомами остаточного газа, теряют часть своих электронов и

25 YEAR RE-REVIEW

-2-

некоторые из них приобретают заряд, необходимый для дальнейшего движения уже на основной частоте. Конечная энергия этих ионов оказывается значительно больше, чем в случае ускорения с первоначальным зарядом 2 или 3. Существенным недостатком этого способа ускорения является сильная неоднородность пучка по энергии, спектр частиц в пучке оказывается практически непрерывным. Это, естественно, ограничивает возможности для проведения количественных исследований.

В табл. I приведены характеристики пучков тяжелых ионов, полученных методом "обдирки".

Для полноценного изучения реакций, вызываемых тяжелыми частицами, необходимы монохроматические пучки многозарядных ионов.

В настоящее время монохроматические пучки ионов азота имеются в распоряжении исследователей, работающих на циклотронах в Ок-Риджской лаборатории (США) (2) и в Ленинградском Физико-техническом институте (3). Однако энергия ионов (меньше 30 Мэв) достаточна для изучения ядерных реакций лишь с легкими элементами.

На 150-см циклотроне Института атомной энергии АН СССР в 1955 г. были получены монохроматические пучки ионов углерода, азота, кислорода с энергией, достаточной для изучения ядерных реакций на всех элементах периодической системы. С помощью этих частиц в нашей лаборатории проведен ряд физических исследований, на которых я останавлиюсь ниже.

На циклотроне ИАЭ осуществлено ускорение 4-зарядных ионов углерода (C^{I2} и C^{I3}), 5-зарядных ионов азота (N^{I4} и N^{I5}), 5- и 6-зарядных ионов кислорода O^{I6} . В нашем случае многозарядные ионы получаются не методом "обдирки", а непосредственно в ионном источнике щелевого типа, специально разработанном (4), и ускоряются классическим способом.

Нетрудно видеть, что одновременно с 5-зарядными ионами будут ускоряться и 1-зарядные (на кратной частоте), интенсивность которых на малых радиусах значительно превышает интенсивность пучка 5-зарядных частиц. В результате действия механизма "обдирки" пучок ионов на конечном радиусе состоит из двух компонент: одна обязана 5-зарядным ионам, вышедшим непосредственно из источника, другая - многозарядным ионам, образовавшимся в камере циклотрона из 1-заряд-

3357-14C

-3-

ных. Первая компонента однородна по энергии, вторая имеет сплошной спектр. Нам удалось создать такие условия, при которых подавляющая доля интенсивности пучка приходится на монохроматическую компоненту. По измерениям Оганесяна Ю.Ц. (5), энергетический разброс пучка частиц на конечном радиусе не превышает 3%.

В табл. 2 указаны характеристики пучков многозарядных ионов, ускоряемых на циклотроне Института атомной энергии АН СССР.

Необходимо отметить, что ускорение тяжелых ионов до настоящего времени производилась на циклотронах, не предназначенных специально для этой цели. Циклотроны, сконструированные с учетом особенностей ускорения многозарядных ионов, позволят получить достаточно интенсивные потоки тяжелых частиц (10-100 мка) с энергией ~ 10 Мэв на нуклон. По-видимому, такие же возможности дают и линейные ускорители.

Возможности использования многозарядных ионов весьма многообразны, и естественно желание выделить основные направления экспериментальной физики, где применение тяжелых частиц позволит получить наиболее интересные результаты.

В 1956 г. в докладе на Амстердамской конференции д-р Фремлин дал достаточно исчерпывающий обзор возможных направлений исследований и указал на некоторые особенности взаимодействия тяжелых частиц с ядрами (6). Однако за истекшее время накопился ряд дополнительных экспериментальных результатов, позволяющих, как нам кажется, произвести более четкую систематику ядерных реакций, вызываемых многозарядными ионами.

Все процессы, вызываемые тяжелыми ионами, можно условно разбить на три группы, отличные одна от другой характером взаимодействия тяжелого иона с ядром. 1) Дальние взаимодействия, 2) "касательные" взаимодействия, 3) слияние ядер.

1. При дальних взаимодействиях поверхности ядер не соприкасаются, во взаимодействии участвуют только электромагнитные силы. Примером дальних взаимодействий является кулоновское возбуждение вращательных уровней ядер. Работы в этом направлении проводились пока только в СССР. (7), располагающими пучком 3-зарядных ионов азота, ускоренных на 120-см циклотроне. Эксперименты показали, что многозарядные ионы обладают рядом существенных преимуществ по срав-

-4-

нению с легкими частицами при изучении кулоновского возбуждения ядер.

Есть основания предполагать, что дальнейшие взаимодействия могут приводить к возбуждению изомерных состояний ядер, а возможно и к делению (в случае достаточно тяжелого ядра - мишени). Экспериментальное исследование этих эффектов до настоящего времени практически не проводилось.

2. При "касательном" взаимодействии поверхности ядер соприкасаются, либо почти соприкасаются. Во взаимодействии уже участвуют ядерные силы, однако, ядра не сливаются. В результате касательного взаимодействия ядер происходят реакции "срыва" и "захвата", при которых бомбардирующая частица либо отдает, либо "выхватывает" из ядра мишени нейтрон, протон, α -частицу. Впервые реакции подобного типа были обнаружены в Бирмингемском университете (8) при изучении взаимодействия ионов N^{14} и O^{16} с ядрами Al . Характерной особенностью таких реакций является малая передача энергии между взаимодействующими ядрами. Поэтому кинетическая энергия бомбардирующей частицы, захватившей или отдавшей нуклон, существенно не меняется. Большой пробег продуктов реакции "срыва" и "захвата" позволяет отделить их от продуктов распада составного ядра без применения радиохимических методов. Этим обстоятельством воспользовались (9) при исследовании углового распределения ядер N^{13} , возникающих при облучении ряда элементов энергичными ионами N^{14} . Результаты этой работы подтверждают вывод, что процесс потери нейтрона ядром N^{14} происходит при периферийных, "касательных" столкновениях.

Подробному исследованию механизма реакции срыва нейтрона ($N^{14} \rightarrow N^{13}$) при облучении легких элементов ионами азота была посвящена целая серия работ (10). (Ок-Риджская Национальная лаборатория, США). Оказалось, что вероятность этого процесса очень чувствительна к величине Q -реакции, равной разности энергий связи передаваемого нейтрона в ядре-мишени и в бомбардирующей частице. В плавной зависимости сечения реакции были установлены некоторые аномалии, указывающие на влияние особенностей структуры взаимодействующих ядер на вероятность процесса.

-5-

Для изучения периферии ядра наряду с упомянутыми реакциями нам представляется интересным исследовать процесс "срыва" либо "захвата" двух нуклонов, вероятность которого должна зависеть от взаимного расположения нуклонов в ядре.

Указание на возможность реакции "захвата" двух нейтронов следует из работы (II), в которой было установлено образование N^{16} при облучении мишени из $LiCl$ ионами N^{14} с энергией 15,6 Мэв. Однако полученные результаты не позволяют сделать определенного вывода о механизме реакции, приводящей к появлению N^{16} . В нашей лаборатории наблюдали образование N^{16} в результате взаимодействия N^{14} с ядрами Li , Al , Cu (I2).

Оказалось, что пробег ядер N^{16} , идентифицированных по энергии β -частиц и периоду полураспада, не сильно отличается от пробега бомбардирующих ионов. Это указывает на то, что N^{16} образуется в результате "захвата" двух нейтронов азотом N^{14} при краевом соударении с ядром-мишенью.

Сечение образования N^{16} в несколько десятков раз меньше сечения реакции захвата одного нейтрона. Однако эту величину следует рассматривать в качестве нижней границы вероятности процесса "захвата" двух нейтронов. Действительно в результате "захвата" двух нейтронов ядро N^{16} может оказаться в возбужденном состоянии, что при достаточной энергии возбуждения приведет к испарению нейтрона $N^{14} + 2n \rightarrow N^{16*} \rightarrow N^{15} + n$.

"Захват" одного или двух нейтронов, вероятно, можно рассматривать как частный случай так называемого "шрапнель"-эффекта, впервые обнаруженного Фремлиным Д. и др. (I3). В большинстве случаев "захват" нескольких нуклонов из налетающего ядра приводит к тому, что последнее, по-видимому, в результате суммарного воздействия ядерных сил и кулоновского поля ядра-мишени получает очень большое возбуждение и разваливается на части (n , p , α -частицы). Однако в отдельных случаях (например, при "захвате" одного нейтрона) энергия возбуждения оказывается небольшой, и развала остаточного ядра не происходит (на опыте мы наблюдаем появление N^{15}). Подробному исследованию "шрапнель"-эффекта с помощью фотопластинок посвящена работа (I4). Авторами было установлено, что сечение "шрапнель"-эффекта для легких и средних ядер (C , N , O , Bz , Ag) составляет существенную долю от сечения образования со

-6-

ставного ядра. Относительный вклад этого процесса при переходе к более тяжелым ядрам, по всей вероятности, уменьшается.

3. Если энергия тяжелого иона превышает высоту кулоновского барьера, то может произойти полное слияние ядер и образование составного ядра. В настоящее время можно считать установленным, что полное слияние бомбардирующей частицы с ядром-мишенью является основным процессом взаимодействия тяжелых частиц, имеющих достаточно высокую энергию, с ядрами. Образующиеся в результате слияния составные ядра могут иметь большую энергию возбуждения и значительный момент количества движения. Так, например, при облучении золота ионами азота с энергией 100 Мэв образуется составное ядро Em^{241} с энергией возбуждения около 75 Мэв и угловым моментом, который может достигать величины $\sim 50\hbar$. Наглядно такое ядро можно представить в виде вращающейся нагретой капли. Для Em^{241} энергия вращения, по всей вероятности, ~ 5 Мэв, для более легких ядер она будет больше.

Распад возбужденного составного ядра происходит путем испускания частиц либо посредством деления (в случае тяжелых ядер).

В работах Карамяна А.С. и др. (15) изучались реакции с вылетом нейтронов при облучении ванадия и золота ионами азота и углерода. Для выхода продуктов этих реакций в зависимости от энергии бомбардирующих частиц наблюдаются ярковыраженные максимумы, что находится в качественном согласии с общепринятой картиной испарения нуклонов из равномерно нагретого ядра.

Обращает внимание тот факт, что в случае ванадия вероятности реакций с вылетом 2 и 3 нейтронов, которые можно проследить в широком диапазоне энергий возбуждения, при достаточно больших энергиях меняются незначительно. По-видимому, в некоторой доле случаев слияние ядер не приводит к образованию равномерно нагретого составного ядра, а происходит явление "местного испарения".

Зависимость сечения различных реакций от энергии бомбардирующих частиц для сильнодеформирующихся ядер изучалась в работе (16), определявших выходы изотопов $\text{Cf}^{244-246}$ и Fm^{250} при облучении урана ионами C^{12} , C^{13} , O^{16} . Из величины сечений реакций U^{238} (C^{12} , 4-5 n), U^{238} (C^{13} , 5-6 n) установлено, что вероятность испарения нескольких нейтронов уменьшается при увеличении числа вылетающих

-7-

частиц. Среднее значение $(\overline{\Gamma_n / \Gamma_p})$ оказалось равным $\sim 0,25$ и слабо зависящим от энергии возбуждения и числа испаряющихся нейтронов. Было найдено, что наряду с реакциями, сопровождающимися испусканием только нейтронов из составного ядра, с заметно большей вероятностью идут реакции с вылетом заряженных частиц. Сечение реакции $(O^{16}, \alpha 4n)$, приводящей к образованию Cf^{246} , оказалось существенно больше, чем сечение реакции $(O^{16}, 4n)$, приводящей к образованию Fm^{250} .

Вращение составного ядра может сказаться на характере углового и энергетического распределения испаряющихся частиц. Экспериментально этот вопрос еще совершенно не изучен.

В случае делящихся ядер, как показывает теоретическое рассмотрение Пик-Пичака Г. (17), вращение составного ядра должно приводить к уменьшению порога деления и к анизотропии в угловом распределении осколков деления.

Изучалось угловое распределение осколков деления, образующихся при облучении золота и урана ионами углерода (18). Оказалось, что осколки деления разлетаются преимущественно по направлению импульса бомбардирующей частицы. Этот результат удовлетворительно согласуется с предсказаниями теории.

Представляется очень интересным вопрос о том, каким путем неделящееся составное ядро освобождается при распаде от большого момента количества движения.

По расчету (19), испаряющиеся нейтроны могут унести только часть углового момента. Предполагается, что после испарения нейтронов ядро оказывается в состоянии с некоторой энергией возбуждения и достаточно большим угловым моментом. При этом могут осуществляться "нейтронно-метастабильные" состояния ядра, когда энергия возбуждения превышает энергию связи нейтрона, однако испарение его запрещено по моменту количества движения. Переход ядра в основное состояние будет происходить, очевидно, путем испускания каскада мягких γ -квантов, которые и унесут весь избыточный угловой момент. Начатые в нашей лаборатории эксперименты позволили оценить верхнюю границу сечения реакций, сопровождающихся испусканием каскада мягких γ -квантов. Оно оказалось в 4 раза меньше ожидаемого.

Продуктами реакций слияния с последующим испусканием нейтронов являются, как правило, объединенные нейтронами изотопы. Использо-

-8-

зование тяжелых частиц позволит значительно расширить количество известных нам β^+ , α -активных и К -захватных ядер. Не исключена возможность, что еильное обеднение ядер нейтронами приведет к образованию ядер, нестабильных по отношению к эмиссии протона (протонно-радиоактивных ядер).

Остановимся теперь на проблеме синтеза новых элементов, при решении которой, как нам кажется, тяжелым ионам в настоящее время принадлежит ведущая роль. Использование сверхмощных источников тепловых и быстрых нейтронов позволило получить элементы вплоть до фермия (элемента с $Z = 100$) включительно. Синтез дальнейших трансурановых элементов путем облучения тяжелых ядер нейтронами существенно затруднен из-за специфических для этого метода трудностей. Поэтому не случайно, что в опытах по получению последующих двух элементов были использованы другие возможности. Известно, что менделевий (элемент с атомным номером $Z = 101$) был открыт в 1955 г. Сиборгом и другими (20) при облучении эйнштейния α -частицами. Эксперименты по синтезу 102-го элемента проводились весной 1957 г. в Швеции; ускоренными ионами углерода C^{13} облучалась мишень из кюрия. В нашей лаборатории осенью 1957 г. проводилась работа по получению 102 элемента, причем в качестве мишени использовался Pu^{241} , который бомбардировался интенсивным потоком 5-зарядных ионов O^{16} .

С помощью тяжелых частиц, по-видимому, будут синтезированы и трансурановые элементы с $Z \geq 103$. Однако здесь необходимо указать на две трудности, которые встретятся при решении проблемы:

1) малые времена жизни новых элементов потребуют разработки экспрессных химических и физических способов идентификации новых элементов. Нам кажется, что могут быть разработаны химические методы обнаружения элементов, живущих $\geq 10^{-2}$ - 10^{-3} сек., и физические для элементов со временем жизни $\geq 10^{-6}$ - 10^{-8} сек. Методика этого типа позволит идентифицировать элементы с атомным номером, по крайней мере, до 106-108;

2) второе затруднение обусловливается очень малыми сечениями образования трансурановых элементов. Это связано с тем, что образующееся при слиянии бомбардирующей частицы и ядра-мишени составное ядро имеет небольшой барьер для деления и энергию возбуждения в несколько десятков Мэв. При такой энергии возбуждения тяжелое

-9-

составное ядро испытывает в подавляющем большинстве случаев деление, и лишь в ничтожной доле случаев энергия возбуждения уносится в результате испускания нескольких нейтронов. Вероятность деления быстро увеличивается с ростом заряда составного ядра, соответственно уменьшаются сечения реакций с вылетом нейтронов.

Для иллюстрации этого обстоятельства в табл. 3 приведены значения $\frac{\sigma_n}{\sigma_d}$ для различных составных ядер, где σ_n - усредненная величина суммарного сечения реакции с испарением нейтронов, σ_d - сечение деления.

При постановке экспериментов по получению 102 элемента в нашей лаборатории и разработке наиболее эффективной методики для идентификации нового элемента мы учитывали указанные затруднения. Ввиду предполагаемой малости времени жизни изотопов 102-го элемента, которые могут образоваться в реакции $Pu^{241} + O^{16}$, мы были вынуждены отказаться от химического способа обнаружения 102-го элемента.

α -распад ядер 102-го элемента с периодом полураспада больше 6 сек. регистрировался специальной фотопластинкой, расположенной вблизи камеры циклотрона. Применявшаяся методика позволяла проводить непрерывные облучения в течение нескольких часов.

Оказалось, что вероятность образования 102-го элемента крайне мала. В результате 30-ти часового облучения Pu^{241} ионами O^{16} было зарегистрировано 18 α -частиц с энергией больше 8,5 Мэв, которые могут быть связаны с распадом изотопов 102-го элемента. Сообщение об этих опытах было сделано в феврале 1958 г. Поликановым на симпозиуме в Институте Н.Бора в Дании.

При столь малых эффектах и физических методах идентификации особую важность приобретают опыты по определению фона. В наших экспериментах источниками фона могли быть космические лучи, реакции с вылетом энергичных α -частиц, вызываемые нейтронами, и загрязнение фотопластинок радиоактивными веществами, среди которых имеется ThC' (энергия α -частиц ThC' 8,78 Мэв). В результате специальных опытов было установлено, что фон, обусловленный указанными причинами, невелик.

Наибольшую опасность, как нам кажется, представляют примеси Bi и Pb в мишени. Среди продуктов реакций, вызываемых ядрами кислорода на этих элементах, имеются изотопы, испускающие α -частицы больших энергий (7,5; 8,5 и даже 11,5 Мэв). Такие изотопы

-10-

обладают, очевидно, периодами 10^{-6} – 10^{-8} сек., поэтому регистрироваться будут только те из них, которые находятся в равновесии с материнскими элементами, испытывающими К-захват с достаточно большим периодом.

Загрязнение мишени висмутом и свинцом, хотя и маловероятно, но тем не менее не может быть совершенно исключено. Ввиду того, что опасны небольшие примеси Bi и Pb для окончательного выяснения этого вопроса предполагается провести дополнительные контрольные опыты.

Результаты наших экспериментов позволили надежно оценить верхнюю границу для сечения образования 102-го элемента, которая оказалась равной $2 \cdot 10^{-32}$ см².

При получении элементов с $Z > 102$ сечения реакций с испарением нейтронов будут, очевидно, еще меньше, чем 10^{-32} см².

Нам кажется, что для получения далеких трансурановых элементов более перспективными окажутся такие реакции, при которых основная доля энергии, вносимой в ядро тяжелым ионом, будет унесена в результате процесса, несвязанного с образованием равномерно разогретого составного ядра. Можно, например, представить, что в результате прямого взаимодействия, происходящего на периферии ядра-мишени, будет выбита энергичная α -частица или 2–3 нейтрона, которые унесут значительную долю энергии первичной частицы, а остаточное небольшое возбуждение ядра будет снято путем испарения одного нейтрона. Конкуренция со стороны процесса деления в этом случае будет значительно слабее сказываться на вероятности образования нового ядра, чем в случае реакции, протекающей с образованием составного ядра с последующим испарением нескольких нейтронов.

Действительно, сечение реакции с испарением, допустим, 4 нейтронов имеет вид $\sigma_{4n} = \sigma_0 \prod_{i=1}^4 \frac{W_{ni}}{W_{fi}}$, где σ_0 – сечение образования составного ядра, $\frac{W_{ni}}{W_{fi}}$ – отношение вероятностей испарения нейтрона и деления. Для реакции с выбиванием энергичной α -частицы $\sigma_{\alpha n} = \sigma_0 \cdot W_{\alpha} \cdot \frac{W_n}{W_f}$, где σ_0 – геометрическое сечение реакции, W_{α} – вероятность выбивания α -частицы. Видно, что во втором случае зависимость сечения от вероятности деления более слабая. Поэтому по мере увеличения вероятности деления при переходе к более тяжелым составным ядрам, относительный вклад таких процес-

-II-

сов будет возрастать (так же как и процессов неиспарительного вылета 2-3 нейтронов).

Изложенный краткий обзор выполненных работ и возможных направлений исследований реакций, вызываемых многозарядными ионами, показывает, насколько широкое применение смогут найти тяжелые частицы при решении ряда интересных задач. Создание специальных ускорительных установок для получения интенсивных пучков тяжелых ионов больших энергий значительно расширит экспериментальные возможности по ряду направлений ядерной физики. Для решения задачи получения новых элементов и изучения сильно возбужденных ядер с экстремально большими моментами вращения из всего арсенала частиц, имеющихся в распоряжении экспериментаторов, могут быть использованы только тяжелые ионы.

Л и т е р а т у р а

1. Alvarez L.W., Phys.Rev., 1940, 58, 192
2. Wily L.D., Zucker A., Phys.Rev., 1953, 89, 524
3. Алхазов Д.Г., Андреев Д.С., Гринберг А.П., Лемберг И.Х., ЖЭТФ, 1956, 30, 809
4. Морозов Н.М., Маков Б.Н., Иоффе М.С., Атомная энергия, 1957, 3, 272
5. Оганесян Ю.Ц., Зависимость пробега ионов C, N и O от энергии в некоторых веществах (в печати)
6. Fremlin J.H., Physica, 1956, XXII, 1019-1102
7. Алхазов Д.Г., Андреев Д.С., Гальперин Л.Н., Гринберг А.П., Гусинский Г.М., Ерохина К.И., Лемберг И.Х., Кулоновское возбуждение ядер (обзорный доклад на Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, ноябрь, 1957 г.)
8. Chackett K.F., Fremlin J.H., Phil.Mag., 1954, 45, 735
или также Chackett G.A., Chackett K.F., Fremlin J.H., Phil.Mag., 1955, 46, 1
9. Волков В.В., Пасюк А.С., Флеров Г.Н., ЖЭТФ, 1957, 33, 595
10. а) Halbert M.L., Handley T.H., Pinarjian J.J., Webb W.H., Zucker A., Phys.Rev., 1957, 106, 251
б) Reynolds H.L., Zucker A., Phys.Rev., 1956, 101, 166
в) Reynolds H.L., Scott D.W., Zucker A., Phys.Rev., 1956, 102, 237

-12-

11. Алхазов Д.Г., Гангарский Ю.П., Лемберг И.Х.. ЖЭТФ, 1957, 33, 1161
12. Карнаухов В.А., Тер-Акопьян Г.М., Хализев В.И., Реакция "Захвата" двух нейтронов при взаимодействии N^{14} с ядрами некоторых элементов, ЖЭТФ (в печати)
13. Chackett K.F., Fremlin J.H., Walker D., Phil.Mag., 1954, 45, 173
14. Парфанович Д.М., Рабин Н.В., Семчинова А.М., ЖЭТФ, 1956, 31, 188
15. Карамян А.С., Герлит Ю.Б., Мясоедов Б.Ф., "К вопросу об образовании составных ядер при взаимодействии атомных ядер" (в печати) и Барабошкин С.А., Карамян А.С., Флеров Г.Н., ЖЭТФ, 1957, 32, 1294
16. Тарантин Н.И., Волков В.В., Гусева Л.И., Пасюк А.С., Филиппова К.В., "Сечения реакций $U^{238}(C^{12}, 4-5n)Cf^{246-245}$, $U^{238}(C^{13}, 5-6n)Cf^{246-245}$ в зависимости от энергии бомбардирующих частиц" (в печати)
17. Пик-Пичак Г.А., "Деление вращающихся ядер" (в печати)
18. Поликанов С.М., Друин В.А., " Деление ядер тяжелых элементов при взаимодействии с ядрами углерода, азота и кислорода" (в печати)
19. Струтинский В.М., "Нейтронно-метастабильные состояния ядер" (в печати).
20. Ghiorso A., Harvey B.G., Choppin G.R., Thompson S.G., Seaborg G.T., Phys.Rev., 1955, 98, 1518
21. Fields P.R., Friedman A.M., Milsted J., Atterling H., Forsling W., Holm L.W., Aström B., Phys.Rev., 1957, 107, 1460
22. Флеров Г.Н., Поликанов С.М., Карамян А.С., Пасюк А.С., Парфанович Д.М., Тарантин Н.И., Карнаухов В.А., Другин В.А., Волков В.В., Семчинова А.М., Оганесян Ю.Ц., Хализев В.И., Хлебников Г.И., "Опыты по получению 102 элемента", ДАН (в печати)

-13-

Таблица I

Ион	Форма спектра	Е _{мк} спектра, МэВ	Парциальная интенсивность, мка	Тип циклотрона
C ⁺⁶ ₁₂	Сплошной		0,2 (E > 100 МэВ)	60-дюймовый циклотрон Калифорнийского университета, США (Rossi G.B. и др., Phys. Rev., 1954, 93, 256).
N ⁺⁶ ₁₄	То же		0,1 (E > 100 МэВ)	
N ⁺⁶ ₁₄	Сплошной	125	0,1 (E > 50 МэВ)	60-дюймовый циклотрон Бирмингемского университета, Англия. (Framlin J.H. и др., Phil. Mag., 1954, 45, 173).
O ⁺⁶ ₁₆	То же	140	$4 \cdot 10^{-4}$ (E > 40 МэВ)	
C ⁺⁴ ₁₂	Сплошной	130	0,5 (E > 80 МэВ)	225-см циклотрон Нобелевского института Физики, Швеция (Atterling Hugo, частное сообщение, 1956 г.)
O ⁺⁶ ₁₆	То же	175	0,1 (E > 80 МэВ)	
Ne ⁺⁶ ₂₀	"	220	0,05 (E > 130 МэВ)	
Ne ⁺⁶ ₂₂	"	240	0,02 (E > 140 МэВ)	

-14-

Таблица 2

Ион	Форма спектра	Энергия ионов, МэВ	Интенсивность ионов, мка
C^{+4}_{12}	Монохром	94	5
N^{+5}_{14}	То же	110	1
O^{+5}_{16}	"	102	0,5
O^{+6}_{16}	"	130	0,1

Таблица 3

Элемент	$\frac{\sigma_n}{\sigma_f}$	Реакция	Литература
Cm_{96}	$\sim 10^{-2}$	$Ph^{232} + C^{12}$ $Ph^{232} + C^{13}$	Значения σ_f во всех случаях из работы (18), σ_n из работы (16)
Cf_{98}	$\sim 10^{-3}$	$U^{238} + C^{12}$ $U^{238} + C^{13}$	
Fm_{100}	$\sim 10^{-5}$	$U^{238} + O^{16}$ $Pu + C^{12}$	
102	$\leq 10^{-7}$	$Cm^{244} + C^{13}$ $Pu^{244} + O^{16}$	Работа (21) Работа (22)

3357-145